

Л. Д. ЛАНДАУ и К. П. СТАНЮКОВИЧ
**ОБ ИЗУЧЕНИИ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ
ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ**

(Представлено академиком П. Л. Капицей 29 V 1944)

Современная гидродинамическая теория детонации конденсированных взрывчатых веществ, развитая Беккером⁽¹⁾ и Шмидтом⁽²⁾, основана на применении к продуктам детонации уравнения состояния:

$$p(v - \alpha) = RT, \quad (1)$$

где p — давление; v — объем; T — температура; α — коэффциент, представляющий несжимаемую часть продуктов детонации.

Применение этого уравнения приводит к многочисленным недоразумениям, так как для целого ряда ВВ оказывается, что $\alpha \geq v_n$, где v_n — начальный объем ВВ. Различные гипотезы об уменьшении α при возрастании давления, хотя и подтвержденные экспериментальными данными Бриджмена⁽³⁾ и Шмидта⁽⁴⁾, все же не дают возможности точно определить $\alpha = \alpha(p)$, а следовательно, избавиться от этих недоразумений.

Ввиду того, что плотность ВВ после разложения достаточно высока, вообще мало полезно использовать какое-либо уравнение состояния, написанное для газа; целесообразнее сравнивать продукты разложения с некоторой жидкостью, частицы которой совершают колебания, обуславливающие характер протекания процесса расширения этих продуктов детонации до определенного объема v_k . При $v > v_k$ можно воспользоваться уравнением состояния, написанным уже для идеального газа:

$$pv = RT. \quad (2)$$

Наиболее целесообразно построение таких элементов теории детонации, которые основаны на экспериментальных данных, определенных с большой точностью и удовлетворяющих вышеизложенному. Для целого ряда бризантных ВВ на широком интервале плотностей (от 0,5 до 1,8) оказывается возможным найти зависимость между скоростью детонации D или плотностью ВВ δ_0 . Эта зависимость представлена на графике и может быть аппроксимирована простой формулой:

$$D = B\delta_0^a. \quad (3)$$

Используя основные уравнения гидродинамической теории детонации:

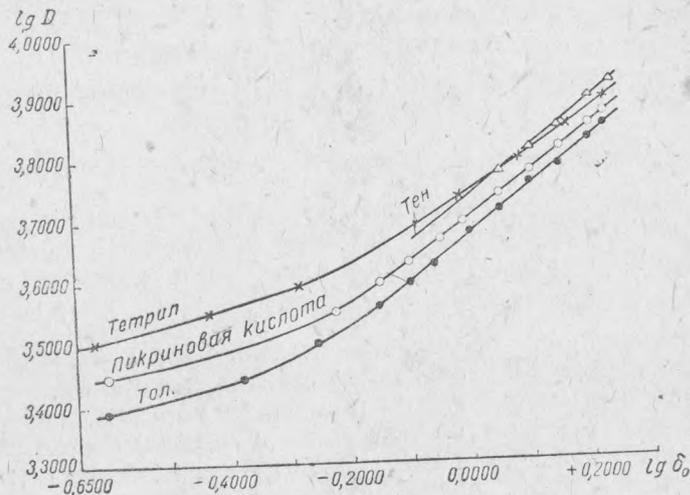
$$E = Q + \frac{p + p_0}{2}(v_0 - v), \quad (4)$$

$$p - p_0 = -\frac{\partial p}{\partial v}(v_0 - v), \quad (5)$$

$$D^2 = -v_0^2 \frac{\partial p}{\partial v}, \quad (6)$$

где E — энергия на фронте детонационной волны и Q — теплота реакции, и производя с ними некоторые операции, можно показать, что будет иметь место следующая формула:

$$\frac{d \ln D}{d \ln v_0} = \frac{2v - v_0}{2(v - v_0)} + \frac{v_0 \partial p / \partial T}{2(2c_v + (v - v_0) \partial p / \partial T)}. \quad (7)$$



Так как $v_0 = \frac{1}{v_0}$, то из (3) имеем

$$\frac{d \ln D}{d \ln v_0} = -a. \quad (7a)$$

Согласно нашей гипотезе, предполагая, что свободная энергия F продуктов детонации зависит от частоты колебаний их молекул, можно написать:

$$p = p_0 + LkT \frac{\partial \ln \omega}{\partial v}, \quad (8)$$

где p_0 — часть давления, не зависящая от температуры, L — число степеней свободы движения молекул как целого, k — постоянная Больцмана, ω — частота колебаний. Так как $\omega \approx c/r$, где c — скорость звука в рассматриваемой среде и r — расстояние между молекулами, то, поскольку c является степенной функцией объема (что станет очевидным ниже), а $r \approx v^{1/3}$, уравнение состояния может быть написано в виде:

$$p = \bar{p} + \frac{AT}{v}, \quad (9)$$

где \bar{p} — часть давления, не зависящая от температуры, и A — некоторый коэффициент, зависящий от числа степеней свободы. Из (9) следует, что $\partial p / \partial T = A/v$, и (7) может быть написано в виде

$$-a = \frac{2v - v_0}{2(v - v_0)} + \frac{v_0}{2 \left(2 \frac{c_v}{A} v + v - v_0 \right)}, \quad (7b)$$

откуда следует, что $v \approx v_0$. А это означает, предполагая на основании уравнения (9), что в рассматриваемой области

$$pv^n = \text{const}, \quad (10)$$

вместо аналогичного уравнения для идеального газа

$$pv^\gamma = \text{const}, \quad (10a)$$

что $c \approx v^{\frac{1-n}{2}}$. Величина n , как мы увидим, может быть определена из (7b). В самом деле, на основании классической теории детонации можно, используя уравнение (10), написать:

$$v_n = \frac{n}{n+1} v_0, \quad (11)$$

$$p_n v_0 = D u_n, \quad (11a)$$

$$u_n = \frac{D}{n+1}, \quad (11b)$$

$$c_n = \frac{n}{n+1} D, \quad (11c)$$

где p_n — давление на фронте детонационной волны, c_n — скорость звука и u_n — скорость среды за фронтом детонационной волны. Отсюда следует, что:

$$a = \frac{n-1}{2} - \frac{n+1}{2 \left[2n \frac{c_v}{A} - 1 \right]}, \quad (7c)$$

поскольку c_v и A зависят от числа степеней свободы, а именно можно написать, что

для двухатомных молекул	$c_v = 12,$	$A = 5n - 3;$	
» трехатомных	» $c_v = 18,$	$A = 6n - 3,$	простая система;
»	» $c_v = 12,$	$A = 5n - 3,$	линейная »

Таким образом, очевидно, что методом последовательных приближений можно и из уравнения (7c) определить значение n .

Теперь возможно определить координаты точки, где сопрягается уравнение (10) с уравнением (10a).

Для этой цели определим работу расширения w продуктов детонации при изменении объема от v_n до v_k :

$$w = \frac{p_n v_n}{n-1} - \frac{p_k v_k}{n-1} + \frac{p_k v_k}{\gamma-1} = E. \quad (12)$$

Используя уравнения (11), (11a), (11b), (11c) и пренебрегая величиной $\frac{p_k v_k}{n-1}$, малой по сравнению с $\frac{p_k v_k}{\gamma-1}$, а также изменением c_v , от T , получим, что:

$$\frac{\tilde{p}_k v_k}{\gamma-1} = Q - \frac{D^2}{2(n^2-1)}, \quad (12a)$$

или, обозначая $Q - \frac{D^2}{2(n^2-1)}$ через ΔQ

$$c_v T_k = \Delta Q. \quad (12b)$$

Приведем вычисленные для некоторых ВВ наиболее интересные параметры (см. таблицу).

ВВ	Q кал. град.	D м сек.	δ_o	a	n	u_n м сек.	c м сек.	δ_n	p_n атм.	ΔQ	p_k атм.	δ_k	T_k
Тол	950	7000	1,60	0,78	3,2	1680	5320	2,10	190000	320	2150	0,52	1580
Тетрил	1150	7600	1,63	0,76	3,1	1850	5730	2,15	230000	350	2000	0,46	1540
Пикриновая кислота	1000	7100	1,63	0,76	3,1	1730	1730	2,15	210000	300	2360	0,48	1530
Тен	1400	8400	1,69	0,80	3,2	2000	2000	2,28	275000	490	2900	0,52	1940

Для бризантных ВВ вполне возможно пользоваться приближенным значением $n=3$, что в значительной степени упрощает все вычисления без большой потери точности.

Инженерный комитет Красной Армии
Институт физических проблем
Академии Наук СССР

Поступило
29 V 1944

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ R. Becker, ZS. Physik, **8**, 321 (1922). ² A. Schmidt, ZS. Schiess- u. Sprengstoffwesen, 6, 7, 8 (1936). ³ P. W. Bridgeman, The physics of high pressure, London, 1931. ⁴ A. Schmidt, ZS. Schiess- u. Sprengstoffwesen, 5, 12 (1936).